基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪物理设计

马骏[1]，李明[1]，张鹏琦[1]，白晓厚[1]，吴康[1]，于筱雪[1]，韩亚宁[1]，张时宇[1]，姚泽恩[1,2,3]，

张宇[1,2,3]，王俊润[1,2,3]，韦峥[1,2,3,#]

（1. 兰州大学核科学与技术学院，兰州 730000

2. 兰州大学中子应用技术教育部工程研究中心，兰州 730000

3. 兰州大学教育部稀有同位素前沿科学中心，兰州 730000）

摘要: 随着第四代核反应堆和新型核能利用系统的快速发展，以及超重核熔合机制和天体核物理中的快中子俘获反应等领域的研究进展，使得中子诱发重核裂变研究及裂变数据测量成为国际上核物理研究的新热点。本工作完成了基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪的物理设计。设计了 MCP 二次电子时间探测器，二次电子飞行时间展宽控制在 50ps，TOF 长度设计为 70cm。选择屏栅电离室为能量探测器，工作气体选择为异丁烷，最佳约化场强为 6V/(cm·torr)，气压为 37.5Torr，采用 COMSOL、Geant4、Garfield++等程序耦合计算了裂变碎片在屏栅电离室中的能量响应，谱仪系统的能量分辨率为 0.36~0.55%。综合分析，本工作设计的基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪，轻裂变碎片能量分辨率小于 0.8%，重裂变碎片小于 0.6%，中子诱发重核裂变的质量分辨小于 1amu。此外，基于设计的裂变谱仪物理结构，本工作模拟计算了 14MeV 中子诱发 ^{238}U 裂变产额质量分布与电荷分布数据，与 ENDF-VII 基本一致，为中子诱发典型锕系重核裂变物理实验测量准备了条件。

关键词：裂变谱仪；速度-动能法；时间探测器；屏栅电离室能量探测器

中图分类号: TL817+.3 **文献标志码:** **A** **doi:**

收稿日期: 2023-09-27; **修改日期:** 2024-01-19

基金项目: 国家自然科学基金委员会-中国核工业集团有限公司核技术创新联合基金资助(U2167203)；国家自然科学基金资助项目(12075105)；兰州大学中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(lzujbky-2022-kb07, lzujbky-2022-ey14)

作者简介: 马骏(2001—), 男(汉), 甘肃庆阳人, 硕士研究生, 从事中子物理实验研究； E-mail:220220922071@lzu.edu.cn

通信作者: 韦峥 E-mail：weizheng@lzu.edu.cn

1 引言

裂变物理量对核能利用和核物理研究都有着至关重要的作用[1][2]。在反应堆设计维护、燃料棒富集度检测、控制棒控制程序和乏燃料处理等过程中，核裂变相关数据必须作为模拟设计的重要输入参数[3][4]。当前，正在发展的新型核能利用系统对宽中子能谱、多燃料的裂变数据提出了更高的精度要求[5]。目前实验上对裂变产物产额数据测量不完善，误差影响较大，五大主流核数据库（ENDF、JENDL、JEFF、CENDL和 BROND）仅提供了热中子、0.5MeV、2MeV 和 14MeV 能量中子诱发重核裂变的产额数据[6]。

速度-动能法（v-E）是一种可以获得高质量分辨的裂变产额测量方法，国际上已有多个课题组基于此方法研制出裂变谱仪，其裂变碎片质量分辨优异。N.BOUCHENEB 等人在 1989 年首次基于速度-动能法发展出 COSI-FAN-TUTTE 探测器，并测量 $^{239}Pu(n_{th}, f)$反应，获得质量分辨为 0.64 amu[7][8]。近年来，第四代核能系统发展提出了高精度的裂变产额数据要求，众多研究小组推出基于速度-动能法的裂变谱仪，如 I. Tsekhanovich 等人研制多参数裂变谱仪 STEFF[9][10]，法国基于先进中子科学装置 NFS 研制出 FALSTAFF 探测器[11]，欧洲委员会联合研究中心 IRMM 建造 VERDI[12]，美国 Los Alamos 国家实验室研制 SPIDER 探测器[13][14]。国内基于此方法的裂变谱仪处于发展初期，中国原子能科学研究院研制 FFIS 谱仪，获得 ^{252}Cf、^{235}U 和 ^{239}Pu 的初步裂变产额质量分布数据，西北核技术研究所研制 E-STONE 探测器，获得 ^{252}Cf 自发裂变产额质量分布数据[15][16]。

依托于兰州大学自主研发的 ZF-400 强流 D-D/D-T 中子发生器和紧凑型 D-D 中子发生器[17][18]，本工作开展基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪物理设计工作，通过 COMSOL、SRIM、Geant4 和 Garfield++等程序对谱仪关键部件时间探测器和屏栅电离室进行优化设计，完成了中子诱发裂变谱仪的物理设计。此外，基于裂变谱仪物理结构，本工作模拟计算了 14MeV 中子诱发 ^{238}U 裂变产额质量分布与电荷分布数据，分析讨论裂变谱仪的质量分辨，为中子诱发典型锕系重核裂变物理测量准备条件。

2 裂变谱仪结构

裂变谱仪结构如图 1 所示，包括：飞行时间探测器（TOF, Time Of Flight）、高能量分辨屏栅电离室、真空系统、信号系统。整个谱仪的外壳由 3mm 厚、内径为 250mm 的不锈钢桶制成，屏栅电离室和 TOF 通过法兰连接。TOF 中的时间探测器结构见图 2，两个时间探测器“面对面”间隔 70cm 放置，分别通过圆柱底座固定于竖直法兰，保证了 TOF 的准直度。TOF 桶的真空度使用分子泵控制在 10^{-6}Torr，使用真空规测量真空度。裂变靶通过胶水固定于最左端的法兰中心，两侧法兰分别距最近的时间探测器 15cm。屏栅电离室外部尺寸与 TOF 桶一致，使用螺栓固定在 TOF 桶一侧。

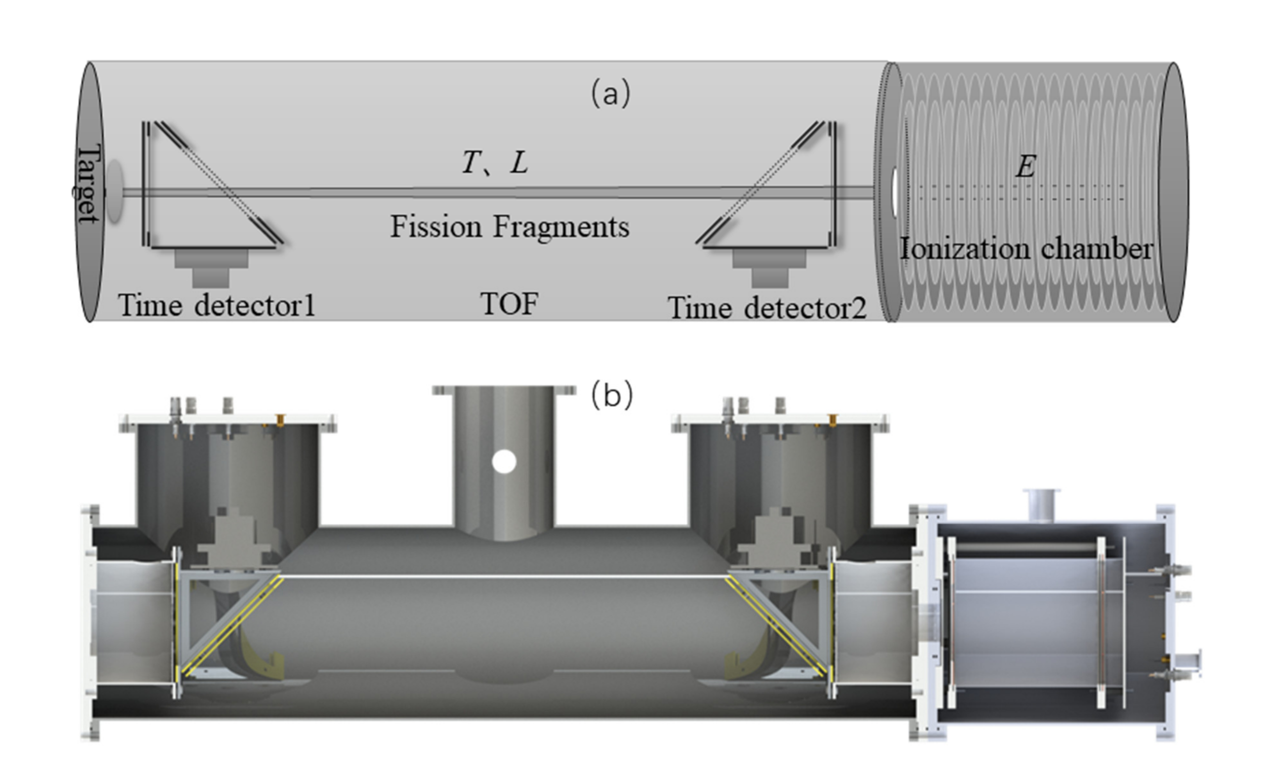


图 1（在线彩图）裂变谱仪结构示意图(a)，裂变谱仪主体结构(b)

裂变碎片的飞行时间通过 TOF 获得，由微通道板（MCP, Micro Channel Plate）二次电子时间探测器构成的 TOF，时间分辨可达 150ps[7]。裂变碎片的能量通过高能量分辨率屏栅电离室或半导体探测器测量，相较于半导体探测器，屏栅电离室具有更小的脉冲幅度损失效应，且可以基于漂移时间法进行裂变碎片电荷鉴别，获得裂变碎片的电荷分布。速度-动能法通过对裂变碎片的速度和能量进行符合测量，根据动能定理，得到裂变碎片的质量：

$$M=\frac{2E}{v^2}=2\frac{ET^2}{L^2} \tag{1}$$

其中，T 为 TOF 测量得到的裂变碎片飞行时间；L 为 TOF 的飞行距离；E 为裂变碎片在 TOF 中的飞行能量，测量过程中裂变碎片的能量一般小于 1MeV/u，不需要考虑相对论效应。

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2=\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2+\left(\frac{2\Delta T}{T}\right)^2+\left(\frac{2\Delta L}{L}\right)^2 \tag{2}$$

裂变碎片的质量分辨由公式（2）表示，$\Delta L/L$ 相对于其他两项可以忽略。提高裂变谱仪质量分辨的途径：

（1）提高屏栅电离室的能量分辨率 $\Delta E/E$;

（2）提高 TOF 的时间分辨率 $\Delta T/T$，即减少时间探测器的时间展宽，增加 TOF 的飞行距离。

3 裂变谱仪物理设计

MCP 构成的二次电子时间探测器符合测量可以获得裂变碎片的飞行时间，其时间性能是影响 ΔT 的主要因素。屏栅电离室的能量分辨率和阴极-阳极信号的时间分辨分别影响裂变碎片的质量结果和电荷结果。

3.1 时间探测器物理设计

时间探测器的结构如图 2 所示，由二次电子发射膜、加速栅网、偏转栅网、MCP、铝制框架和信号读出系统组成。加速栅网和偏转栅网均由覆有半径为 0.025mm、间隔 1mm 平行布置的镀金钨丝的环氧树脂框架构成。Hamamatsu 生产的 F9892-31-Y011 型 MCP、有效直径 42mm、“V”型结构、微通道直径 12um，倾斜角 12°，有效增加电子增益和抑制正离子反馈。二次电子发射膜选用碳膜或 Mylar 膜，二次电子是指由电子或者离子通过靶材料时激发原子的外层电子使其有足够的动能从靶材料的表面发射出来。一般认为重带电粒子穿过碳膜激发的二次电子平均能量只有几个 eV，模拟设置的二次电子能量为 4±4eV、30° 高斯分布。

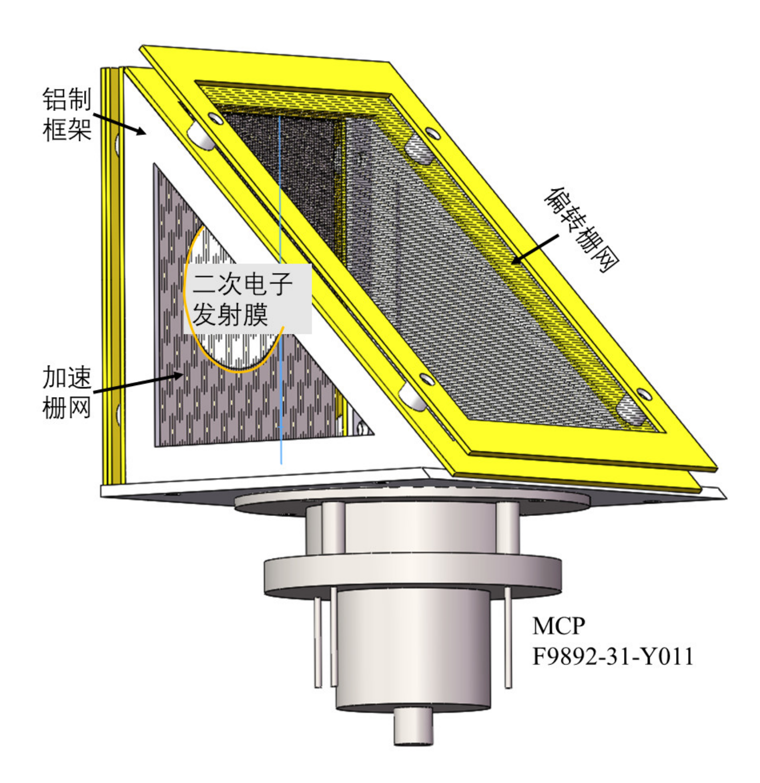


图 2 (在线彩图)时间探测器的结构模型图

本工作采用 COMSOL 程序模拟计算时间探测器的电势分布、二次电子飞行轨迹及平均能量。模拟设置的初始参数为：偏转栅网间距 *D1* 为 5mm，二次电子发射膜-加速栅网间距 *D2* 为 3mm，偏转栅网外层栅网电压 *V1* 为-7000V，二次电子发射膜电压 *V2* 为-4500V，MCP 电压 *V3* 为-2000V。

图 3a 给出了时间探测器的电势分布图，主要存在三部分电场区域：加速电场、偏转电场和近零电场，分别完成二次电子的加速、偏转和漂移过程，均匀的电场分布可以减小二次电子的飞行时间展宽。图 3b 给出了偏转栅网处的电势局部放大图，栅网丝附近的电势分布产生畸变，引起二次电子的飞行轨迹偏离，增加其飞行时间展宽。图 3c 给出了二次电子在时间探测器的飞行轨迹。二次电子在加速电场区域被加速，在偏转栅网的 45° 电场作用下偏转 90°，进入 MCP 产生 TOF 起始（终止）时间信号。图 3d 为二次电子在时间探测器中的平均能量，可以清晰地区分加速、漂移和偏转过程。

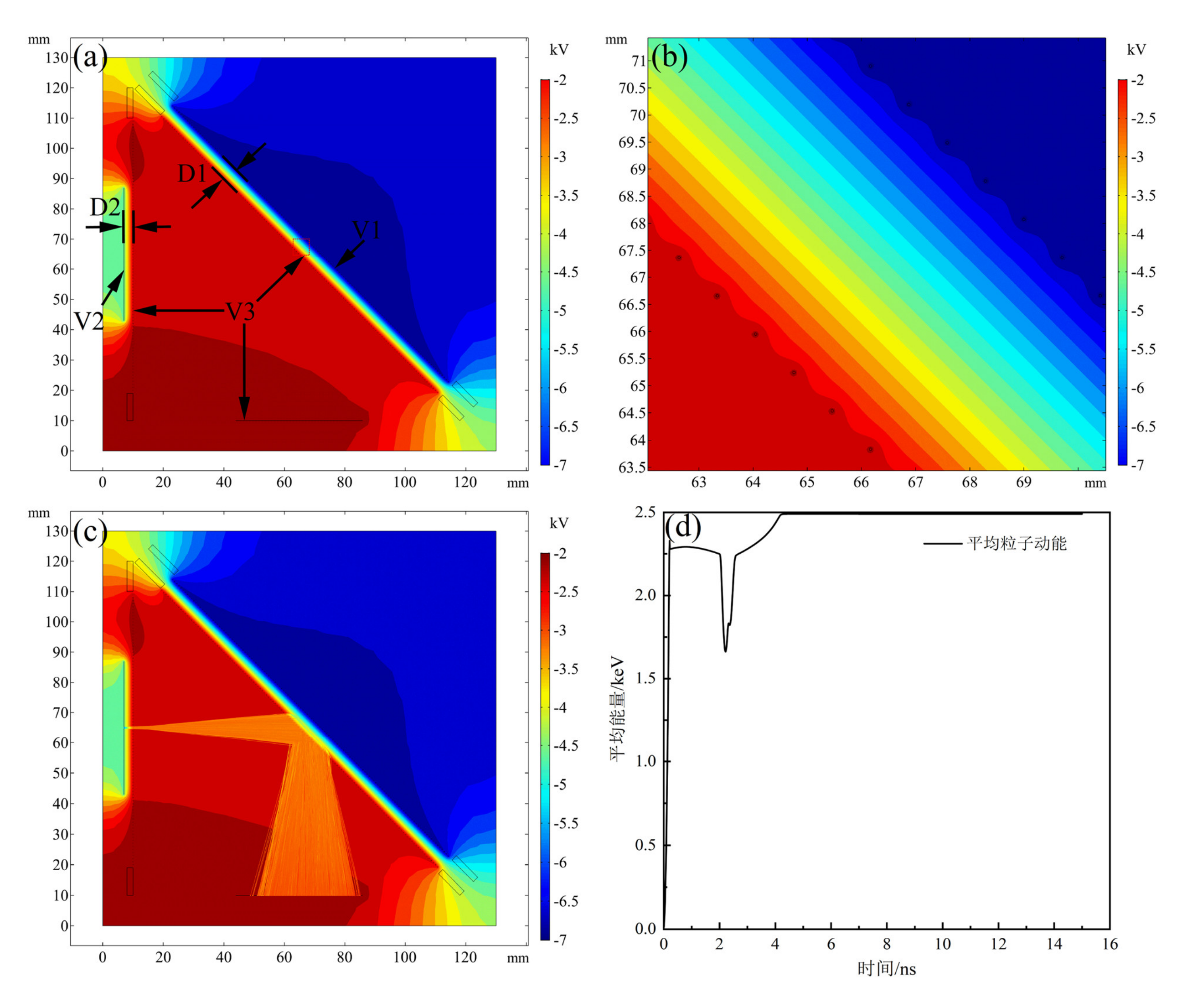


图 3 (在线彩图)时间探测器模拟结果，a 图为电势分布图，b 图为偏转栅极电势局部放大图，c 图为二次电子在时间探测器中的飞行轨迹，d 图为二次电子在时间探测器中的平均能量

二次电子飞行时间 FWHM（$FWHM\text{-}T_{SE}$）是指从二次电子被重离子激发发射到 MCP 上表面接受的时间展宽。偏转栅网外层栅网电压、二次电子发射膜电压、偏转栅网间距、二次电子能量和角分布对 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 的影响，如图 4 所示。由图 4a 可知，*V2* 为-4500V 时，$FWHM\text{-}T_{SE}$ 最小，$FWHM\text{-}T_{SE}$ 随着偏转电场加强先减小后缓慢增加，二次电子在偏转栅网中的滞留时间减少，降低了畸变电场对二次电子飞行的影响。当偏转电场过大时，二次电子的飞行轨迹仅通过在内层偏转栅网附近，增加了畸变电场对二次电子飞行的影响。图 4b 为 *V2* 为-4500V 时，*D1* 和 *V1* 对 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 的影响，随着 *V1* 的增加，$FWHM\text{-}T_{SE}$ 均存在一定程度的减小，且 *D1* 为 4mm，*V1* =-6000V 时，$FWHM\text{-}T_{SE}$ 表现最佳，*D1* 为 3mm 时，偏转电场过大，畸变电场的影响凸显。由图 4c 和图 4d 可知，二次电子初始能量 E_{SE} 和角分布 φ 对 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 的影响有限。计算得到，加速栅网对重带电粒子的通过率为 95%；偏转栅网呈正交布置，对重带电粒子的通过率为 88%。表 1 为时间探测器的优化参数，时间探测器的 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 可以控制 50ps 以内。

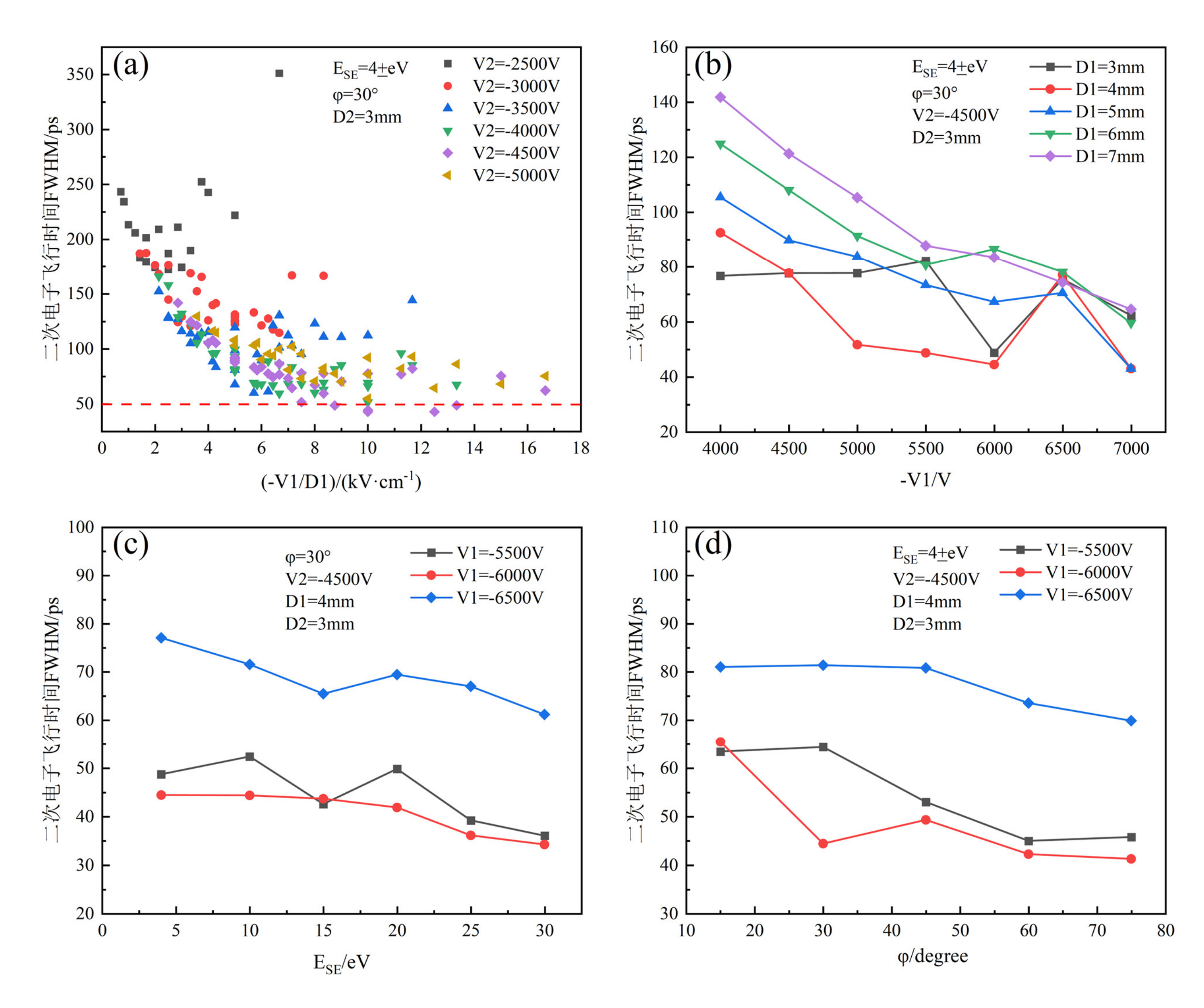


图 4 时间探测器参数优化结果，a 图为偏转电场对 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 的影响，b 图为偏转外层栅网电压对 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 的影响，c、d 图为二次电子能量和角分布对 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 的影响

表 1 时间探测器优化结构参数

参数	数值
偏转栅网外层电压 *V1*	-6000V
二次电子发射膜电压 *V2*	-4500V
MCP 电压 *V3*	-2000V
偏转栅网间距 *D1*	4mm
二次电子发射膜-加速栅网间距 *D2*	3mm
栅网丝规格	半径 0.025mm，间距 1mm

3.2 屏栅电离室物理设计

屏栅电离室作为电子脉冲电离室的一种，能够提供优异的重离子能量分辨率，且相比半导体探测器脉冲幅度损失效应影响更小。屏栅电离室的电场分布、工作气体种类和压强、机械结构等因素会对能量响应

及能量分辨率产生影响，因此需要综合考虑上述因素，以获得最佳的能量分辨率。

本工作设计的屏栅电离室结构，如图 5 所示，主要由为入射窗、阴极、栅极、阳极、均压环、外壳、气路系统和电子学系统等组成。外壳采用不锈钢材料制作，直径为 250mm，高度为 300mm，连接到 TOF。入射窗的材料选择为 Si_3N_4，直径为 50mm，具有良好的机械性能，可以承受屏栅电离室和 TOF 之间的压强差，同时尽可能减小裂变碎片在其中的能损。阴极和阳极板选用黄铜材料，直径为 160mm。栅极外径为 160mm，内径为 140mm，采用间距为 1mm 的平行镀金钨丝（半径为 0.025mm）制成。均压环使用铜圈，内径为 140mm，间隔 1cm，使用绝缘陶瓷隔绝电压。阴极-栅极间距为 200mm，栅极-阳极间距为 20mm。

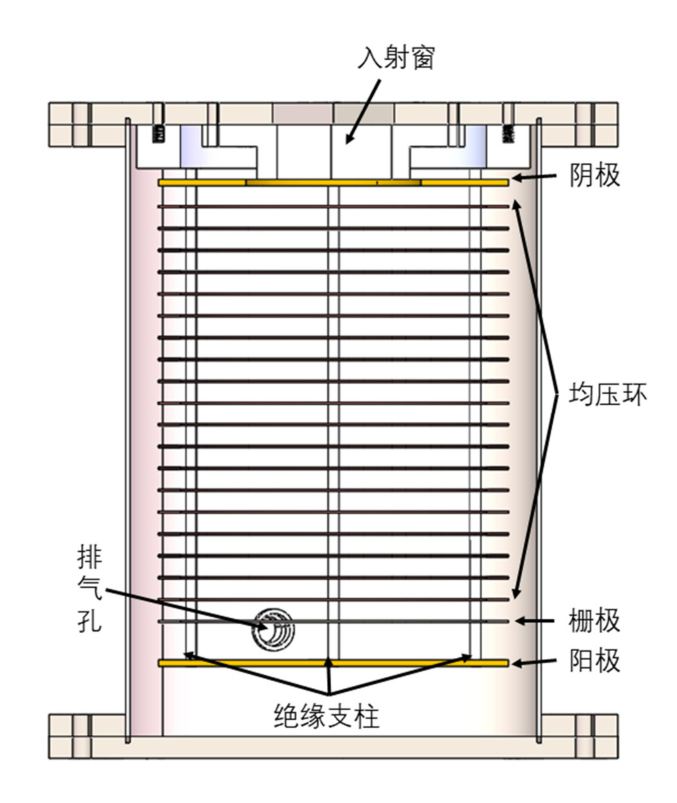


图 5 (在线彩图) 屏栅电离室结构

本工作采用 Garfield++模拟计算了屏栅电离室工作气体中电子漂移速度、扩散系数随约化场强 *E/P* 的变化趋势，如图 6 所示。*E/P* 大于 3V/(cm • torr)时，异丁烷（iC_4H_{10}，$CH_3CHCH_3CH_3$）气体中电子的漂移速度在众多气体中占优，较高的电子漂移速度可以降低电子复合损失率。图 6b 为电子在 P-10 气体和异丁烷中的扩散系数随 *E/P* 的变化关系。异丁烷气体中电子横向、纵向扩散系数都处于较低的水平，且两种方向的扩散系数数值相似。当 *E/P* 大于 6V/(cm • torr)时，异丁烷中的电子漂移速度和扩散系数均达到饱和状态，有助于提高屏栅电离室的能量分辨率。

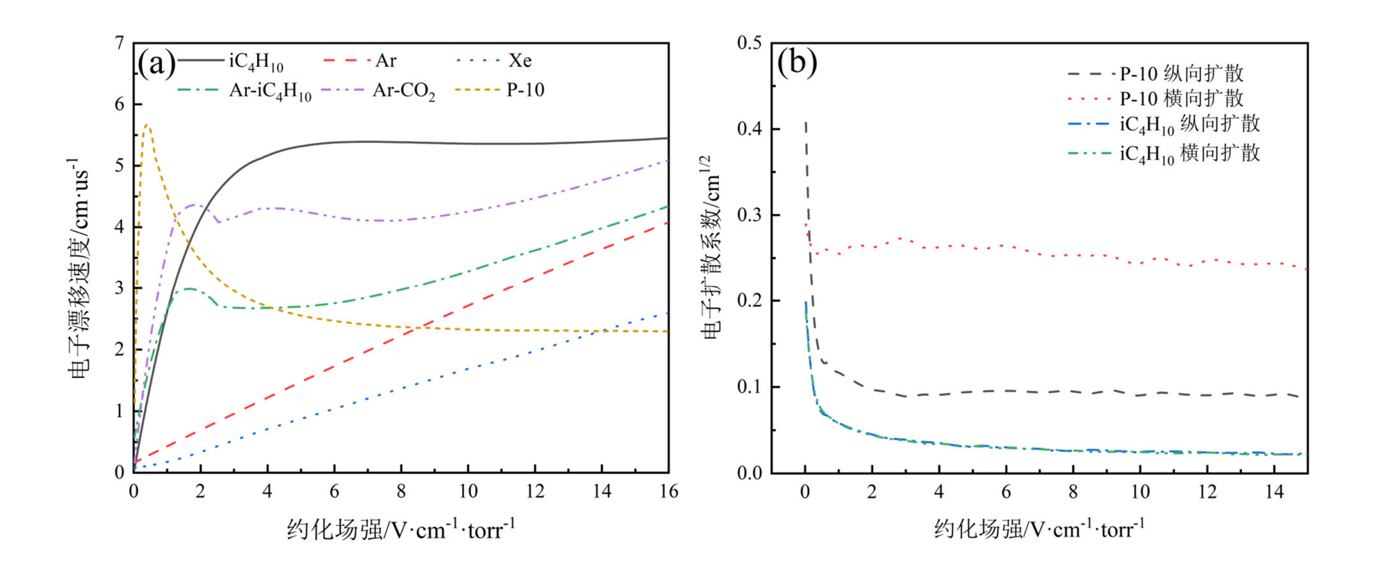


图 6 屏栅电离室工作气体相关计算，a 图为不同气体中的电子漂移速度的计算结果，b 图为 P-10 和异丁烷中的扩散系数计算结果

待测粒子在工作气体中的射程和屏栅电离室的工作压强相关，本工作采用 SRIM 软件模拟计算了不同粒子在异丁烷中的射程，结果如图 7 所示。当压强大于 37.5Torr(5000Pa)时，裂变碎片能够完全沉积在阴极和栅极之间，适用于裂变碎片的能谱测量。对于 α 粒子测量，工作气压选择为 56.3Torr(7500Pa)。

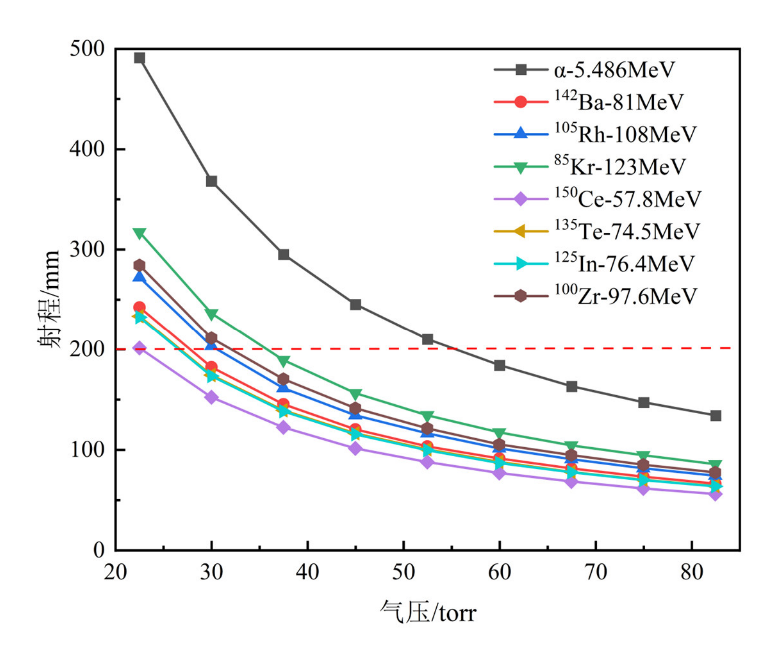


图 7 α 粒子和典型裂变碎片在异丁烷中的射程

为使电离产生的电子尽可能穿过栅极被阳极接收，需要保证阳极-栅极电场$|E_{G\text{-}A}|$和阴极-栅极电场$|E_{C\text{-}G}|$的比值 R 大于某个临界值，R 可以由公式（3）估算得到，该屏栅电离室的 R 值为 1.379。结合 E/P 要求，需要阳极-栅极电势差大于 4500V，阴极-栅极电势差大于 620V。在高压条件下，电离室容易发生打火放电，导致前置放大器损坏，因此设定阳极电压为 2500V、栅极电压为 2000V、阴极接地。此时，阳极-栅极的 E/P 为 6.67 V/(cm • torr)，电子漂移速度为 5.39cm/us；阴极-栅极的 E/P 为 2.67 V/(cm • torr)，电子漂移速度为

4.67cm/us，R 为 2.5，满足裂变碎片在异丁烷工作气体的屏栅电离室中的设计要求。

$$R=\frac{|E_{G-A}|}{|E_{C-G}|}=\frac{1+\rho[1+\frac{d}{4\pi p}(\rho^2-4ln\rho)]}{1-\rho[1+\frac{d}{4\pi D}(\rho^2-4ln\rho)]} \tag{3}$$

其中，p 为阳极-栅极间距，D 为阴极-栅极间距，$\rho=2\pi r/d$，r 为栅极丝半径，d 为相邻栅极丝的间距。

由于电子在阴极和栅极之间的感应信号不能完全被栅极屏蔽，导致阳极脉冲和电离位置存在微弱相关性，使用屏蔽失效因子 σ 表征这种相关性。根据 O. Bunemann 等人给出的平行丝式栅网 σ 半经验公式（4），计算得到该屏栅电离室探测器的屏蔽失效因子 σ 为 0.0064[19]。理想阳极感应信号可以由公式（5）得到。

$$\sigma\approx\frac{d}{2\pi P}log\left(\frac{d}{2\pi r}\right) \tag{4}$$

$$Q_A(t)=\frac{Q_A^*(t)-\sigma Q_c(t)}{1-\sigma} \tag{5}$$

其中 $Q_A(t)$为理想阳极脉冲信号，$Q^*_A(t)$为实际阳极脉冲信号，$Q_C(t)$为阴极脉冲信号。

基于上述设计参数，本工作采用 COMSOL 软件计算屏栅电离室的二维电势分布。计算如图 8 所示，在阳极和栅极之间的外围区域以及均压环附近存在一定程度的电场畸变，但是在屏栅电离室的轴心区域，电场的均匀性能够满足对裂变碎片进行高能量分辨率测量的要求。

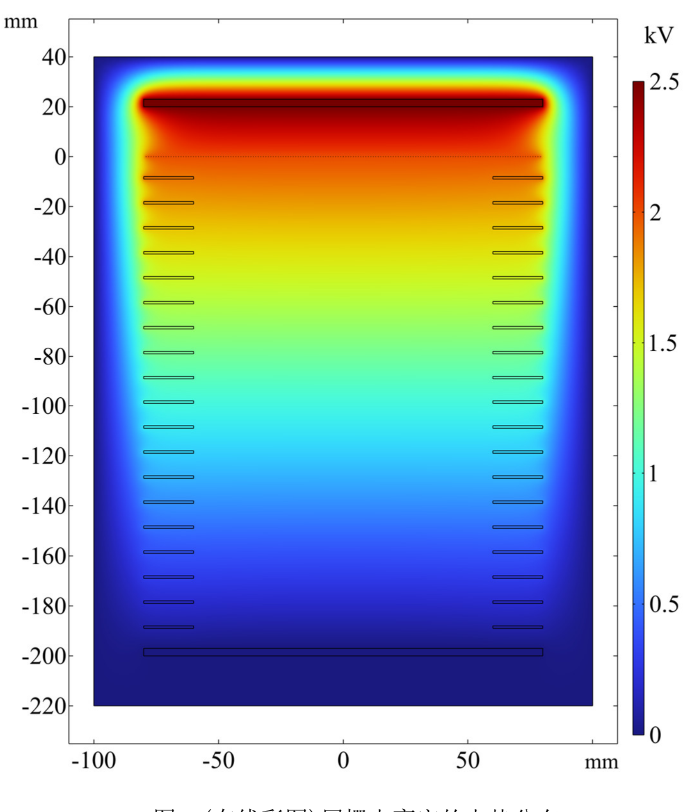


图 8 (在线彩图) 屏栅电离室的电势分布

依据公式（2），裂变碎片质量计算需要对屏栅电离室测量的碎片能量进行第二块二次电子发射膜和屏栅电离室入射窗的能损进行修正。选择裂变产额峰值、谷区和半高峰附近的特征裂变碎片的质量及其对应的平均动能，图 9 计算了部分裂变碎片在 20ug/cm^2 碳膜、200nm Si_3N_4 膜中的能损及能损展宽。结果表明，能损基本都在 4MeV 附近，能损展宽在 0.11MeV 左右，且能损展宽对裂变碎片种类和能量不敏感。此外，

本工作采用 COMSOL、Geant4、Garfield++等程序耦合计算裂变碎片在屏栅电离室中的能量响应，如图 10 所示。能量响应满足线性关系，R^2 为 1，考虑裂变碎片在薄膜中的能损展宽，谱仪系统的能量分辨率为 0.36%~0.55%。

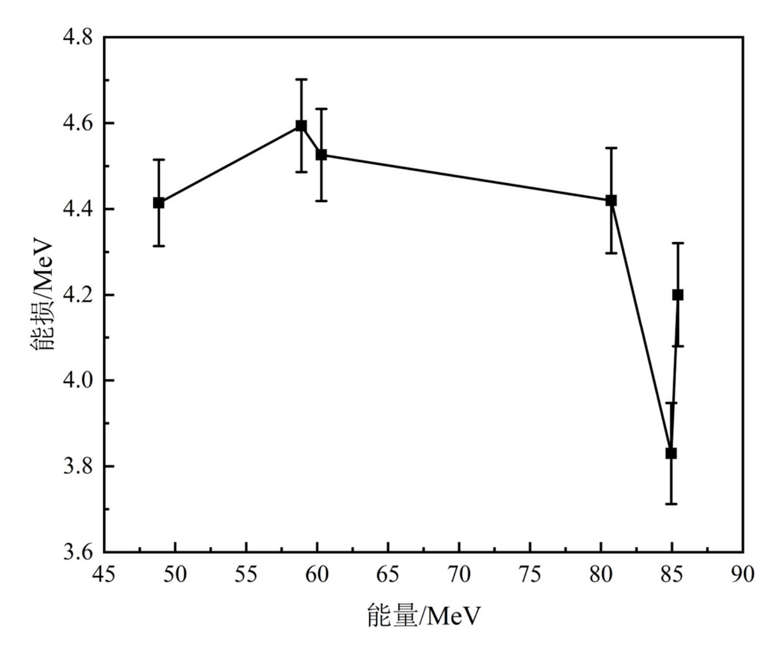


图 9 裂变碎片在第二块二次电子发射膜和屏栅电离室入射窗中的能损

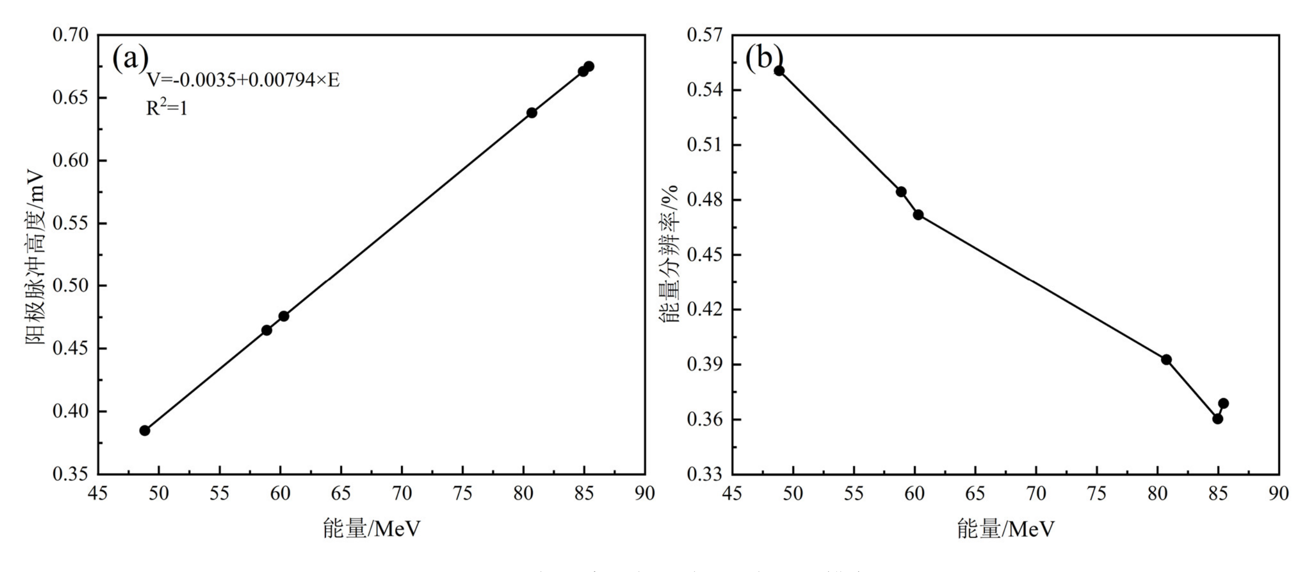


图 10 屏栅电离室能量响应及能量分辨率

3.3 裂变谱仪整体设计

本工作旨在实现裂变独立产额的精确测量，质量分辨 δM<1 amu。设定碳膜厚度为 20ug/cm^2、Si_3N_4 厚度为 200nm、TOF 时间展宽为 150ps。图 11a~c 给出了屏栅电离室的能量分辨率对裂变谱仪质量分辨结果的影响。当能量分辨率大于 0.3%时，质量分辨随着能量分辨率的变化而剧烈变化，屏栅电离室的能量分辨率越小，裂变谱仪的质量分辨越好。

图 11d~f 给出了 TOF 长度对裂变谱仪质量分辨结果的影响。随着 TOF 长度的增加，质量分辨的减小速度减缓。当 TOF 长度为 70cm，^{102}Zr@95MeV 的能量分辨率小于 0.8%，^{136}Xe@70MeV 的能量分辨率小

于 0.6%，质量分辨 δM<1 amu，即裂变碎片轻碎片峰在能量分辨率小于 0.8%时，重碎片峰能量分辨率小于 0.6%时，其质量分辨 δM<1 amu。TOF 长度较大时，对质量分辨的改善效果减弱，而裂变谱仪的几何探测效率急剧减小。

综合分析，本工作设计的基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪的 TOF 长度为 70cm，轻裂变碎片能量分辨率小于 0.8%，重裂变碎片达到 0.6%，可以达到质量分辨 δM<1 amu 的设计目标。

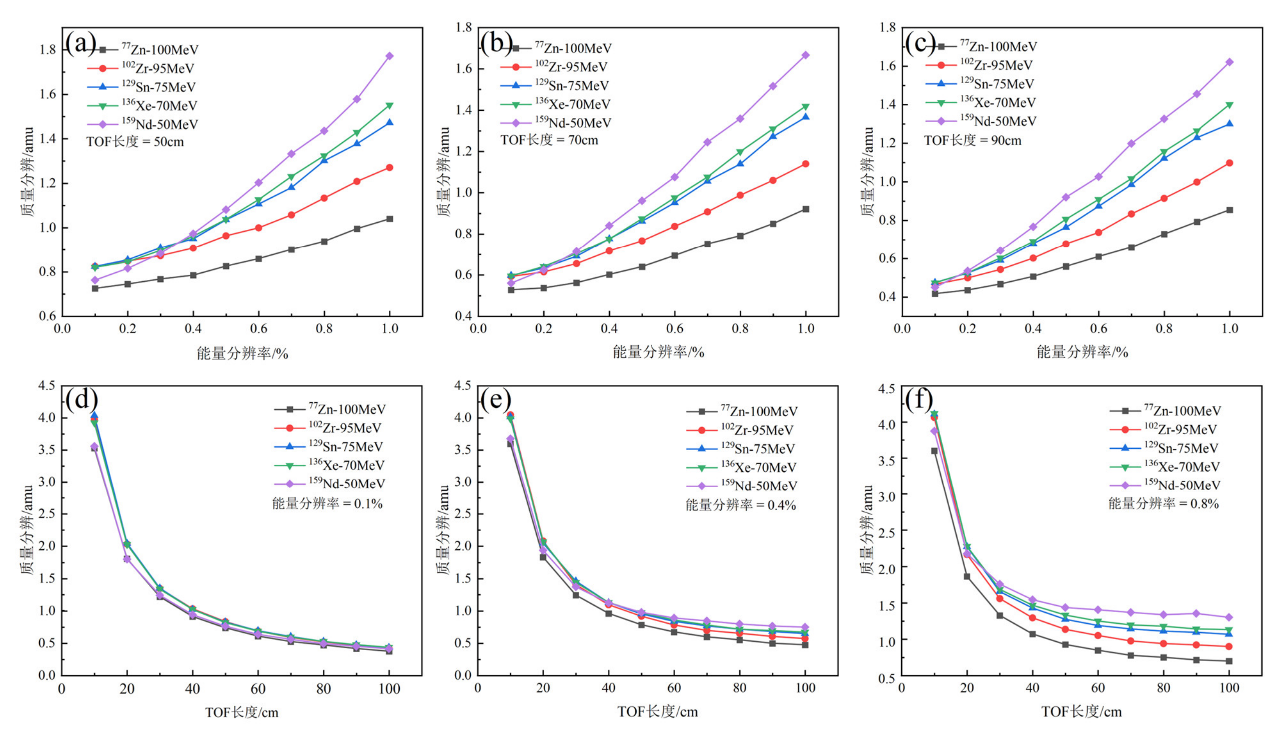


图 11 裂变碎片的质量分辨

裂变谱仪的靶和屏栅电离室入射窗间距为 100cm，靶的直径相对可以忽略，使用点源法计算谱仪的几何探测效率约为 0.01%。考虑裂变靶材料为 $^{238}UO_2$、密度为 10.96g/cm^3、厚度为 400nm、直径为 2cm，14MeV 中子诱发裂变事件记录效率为 1.742×10^{-10}。ZF-400 中子发生器 D-T 中子产额大于 5×10^{12}s^{-1}，在距离中子发生器 50cm 处搭建裂变谱仪，裂变靶处中子通量为 5×10^{8} cm^{-2}s^{-1}，记录 1E4 个事件需要约 10h。

3.4 14MeV 中子诱发 ^{238}U 裂变独立产额模拟计算

基于以上速度-动能法中子诱发裂变谱仪模型，本工作采用 Geant4 程序模拟计算 14MeV 中子诱发 ^{238}U 裂变的独立产额分布。TOF 长度为 70cm，二次电子发射膜选择为 20ug/cm^2 碳膜，屏栅电离室入射窗为 200nm Si_3N_4，屏栅电离室工作气体为 5000Pa 的异丁烷。本工作模拟计算得到的 14MeV 中子诱发 ^{238}U 裂变产额质量分布，如图 12 所示，与 ENDF B-VII 库数据符合一致，均方差为 0.0144。

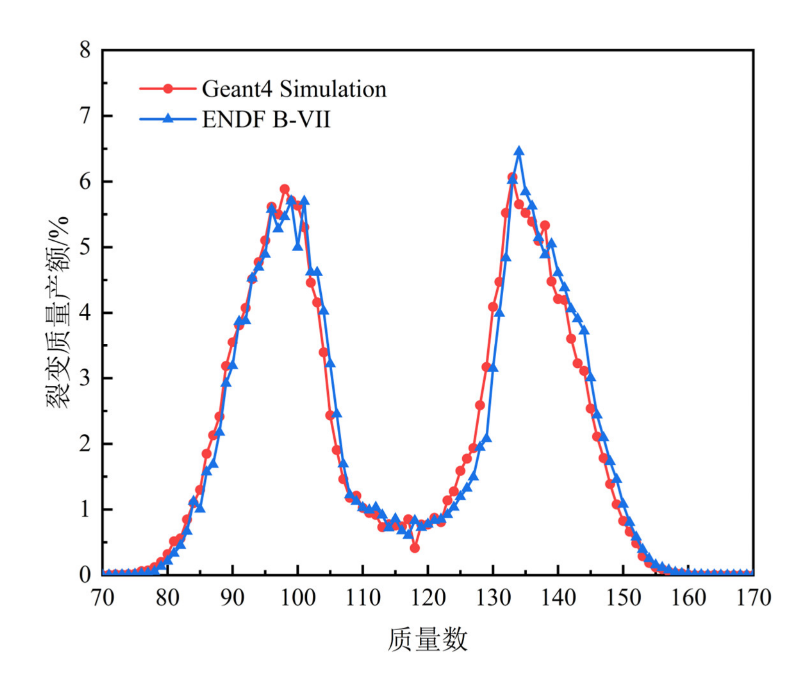


图 12 14MeV 中子诱发 ^{238}U 的裂变产额质量分布

裂变碎片在屏栅电离室中的射程包含其电荷信息，电离室阴极和阳极的信号时间差为碎片射程末端电离电子穿过栅极的漂移时间，漂移时间为射程的函数，表示为[20]

$$D = \alpha + \beta \cdot EM \tag{6}$$

$$\beta = a(Z^{-\frac{2}{3}})^2 + bZ^{-\frac{2}{3}} + c \tag{7}$$

其中，D 为漂移时间，Z 为裂变碎片电荷数，E 为屏栅电离室测量的裂变碎片能量，M 为裂变碎片质量，α、b、c 和 d 为拟合参数。

Geant4 模拟裂变碎片粒子在屏栅电离室气体中的能损 step 信息，将 step 信息作为 Garfield++的输入文件，获得粒子的脉冲波形，提取屏栅电离室的漂移时间。拟合公式（6）和（7），得到相关参数 α 为 3565、a 为-104.98、b 为 10.65、c 为-0.37。

裂变碎片的电荷分布表示为：

$$Z = \left(\frac{-b-\sqrt{b^2-4a\frac{cEM+\alpha-D}{EM}}}{2a}\right)^{-\frac{3}{2}} \tag{8}$$

通过漂移时间法得到的 14MeV 中子诱发 ^{238}U 的裂变产额电荷分布，如图 13 所示，具有明显的双峰结构。轻碎片电荷分布能够较好地与 ENDF B-VII 数据符合。相较于 ENDF B-VII 数据，重碎片电荷分布峰值较小且展宽严重，主要原因是 α 和 β 拟合过程中重碎片拟合值过小。

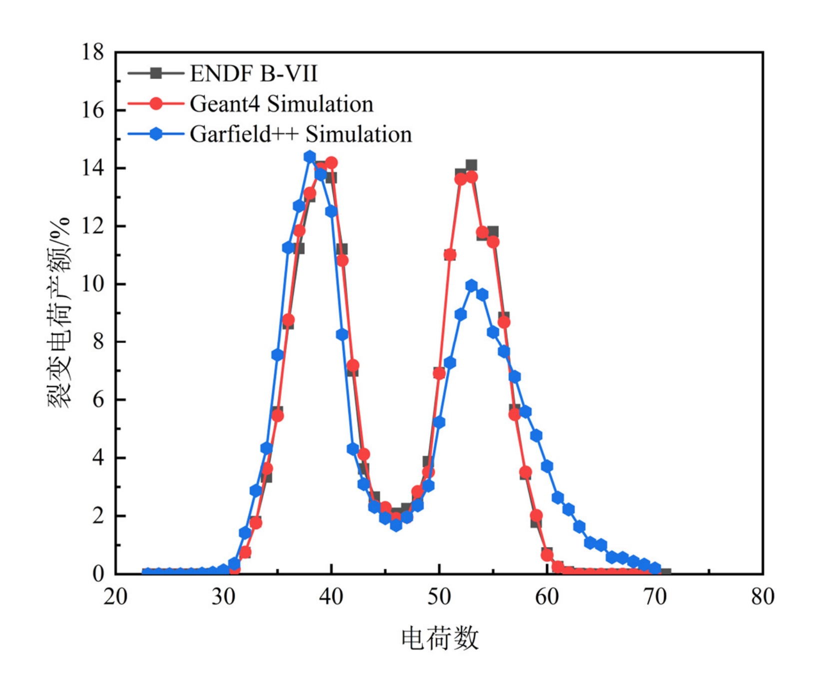


图 13 14MeV 中子诱发 ^{238}U 的裂变产额电荷分布

4 结论

基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪能够实现裂变独立产额质量分布、电荷分布的实验测量，是补充当前高精度裂变产额数据的重要实验装置。本工作开展基于速度-动能法的中子诱发裂变谱仪的物理设计，利用 COMSOL、SRIM、Garfield++、Geant4 等程序对谱仪关键部件的时间探测器和屏栅电离室进行优化设计，完成了中子诱发裂变谱仪的物理设计，中子诱发重核裂变的质量分辨小于 1 amu。

本工作采用 MCP 二次电子时间探测器构成的 TOF 探测器测量裂变碎片的飞行速度，TOF 长度设计为 70cm。COMSOL 程序模拟计算时间探测器性能，通过优化设计，得到了优化的偏转栅网外层电压、二次电子发射膜电压、MCP 电压、偏转栅网间距、二次电子发射膜-加速栅网间距等参数。本工作设计的 MCP 时间探测器的 $FWHM\text{-}T_{SE}$ 控制在 50ps 以内，重带电粒子的通过率为 88%。

本工作选择屏栅电离室为能量探测器，工作气体选择为异丁烷，最佳约化场强为 6V/(cm·torr)，气压为 37.5Torr。采用 COMSOL、Geant4、Garfield++等程序耦合计算了裂变碎片在屏栅电离室中的能量响应，能量响应呈线性分布（R^2=1），对于裂变产额峰值、谷区和半高峰附近的特征裂变碎片在谱仪系统中的能量分辨率为 0.36~0.55%。

本工作完成了中子诱发裂变谱仪的物理设计，基于设计的裂变谱仪物理结构，本工作模拟计算了 14MeV 中子诱发 ^{238}U 裂变产额质量分布与电荷分布数据，产额分布呈典型的“双峰”分布，与 ENDF-VII 数据基本一致，裂变产额质量分布的均方差为 0.0144。本工作模拟验证了裂变谱仪结构的可靠性，为中子诱发典型锕系重核裂变谱仪的研发和裂变物理实验的测量准备了条件。

参考文献（References）

[1] Talou P, Becker B, Kawano T, et al. Physical Review C, 2011, 83: 1509. doi: 10.1103/PHYSREVC.83.064612

[2] ZHANG Jingshang. MODERN PHYSICS, 2003, 15(1): 6(in Chinese).

(张竞上. 现代物理知识，2003，15(1)：6. doi: 10.13405/j.cnki.xdwz.3002.01.009)

[3] Dai Z. Molten Salt Reactors and Thorium Energy, 2017: 531. doi: 10.1016/B978-0-08-101126-3.00017-8

[4] Crasta Rita, Naik H, Suryanarayana S.V, et al. Annals of Nuclear Energy, 2012. 47: 160. doi: 10.1016/j.anucene.2012.02.010

[5] Ryzhov I. V, Yavshits S. G, Tutin G. A, et al. Physical Review C, 2011, 83(5): 054603. doi: 10.1103/PhysRevC.83.054603

[6] WANG Ziao, QIANG Yu, PEI Junchen. Nuclear Physics Review, 2020, 37(04): 918(in Chinese).

(王子澳, 强雨, 裴俊琛. 原子核物理评论，2020, 37(04): 918. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2020027)

[7] Boucheneb N, Geltenbort P, Asghar M, et al. Nuclear Physics A, 1989: 261. doi: 10.1016/0375-9474(89)90666-0

[8] Boucheneb N, Asghar M, Barreau G, et al. Nuclear Physics A, 1991, 535(1): 77. doi: 10.1016/0375-9474(91)90516-9

[9] Matarranz J, Tsekhanovich I, Smith A. G, et al. Physics Procedia, 2013, 47:76. doi: 10.1016/j.phpro.2013.06.012

[10] Pollitt A. J, Smith A. G, Tsekhanovich I, et al. The European Physical Journal Conferences, 2015, 93:02018. doi: 10.1051/epjconf/20159302018

[11] Doré D, Farget F, Lecolley F. R, et al. Nuclear Data Sheets, 2014, 119:346. doi: 10.1016/j.nds.2014.08.095

[12] Frégeau M. O, Oberstedt S, Gamboni Th, et al. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 2016, 817: 35. doi: 10.1016/j.nima.2016.02.011

[13] Arnold C. W, Tovesson F, Meierbachtol K, et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2014, 764(1):53. doi: 10.1016/j.nima.2014.07.001

[14] Meierbachtol K, Tovesson F, Arnold C. W, et al. Nuclear Data Sheets, 2014, 119:389. doi: 10.1016/j.nds.2014.08.108

[15] LIU Shilong, YANG Yi, LI Xia, et al. Atomic Energy Science and Technology, 2017, 51(2):6(in Chinese).

(刘世龙, 杨毅, 李霞, 等. 原子能科学技术, 2017, 51(2):6. doi: 10.7538/yzk.2017.51.02.0343)

[16] Liu C, Liu S, Yang Y. Radiation Detection Technology and Methods, 2022, 6(1):102. doi: 10.1007/s41605-021-00303-3

[17] YAO Zeen, WANG Junrun, ZHANG Yu, et al. Atomic Energy Science and Technology, 2022, 56(9):13(in Chinese).

(姚泽恩, 王俊润, 张宇,等. 原子能科学技术, 2022, 56(9):13. doi : 10.7538/yzk.2022.youxian.0445)

[18] Huang Z, Wang J, Ma Z, et al. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 2018, 904(OCT.1):107. doi: 10.1016/j.nima.2018.07.005

[19] Bunemann O, Cranshaw T E, Harvey J A. Instruments & Experimental Techniques, 1949, 27(5): 191. doi: 10.1139/cjr49a-019

[20] Tyukavkin A. N, Pyatkov Y. V, Kamanin D. V, et al. Instruments and Experimental Techniques, 2009, 4: 76. doi: 10.1134/S0020441209040071

The physical design of a neutron-induced fission spectrometer based on the velocity-kinetic energy method

Ma Jun[1], LI Ming[1], ZHANG Pengqi[1], BAI Xiaohou[1], WU Kang[1], YU Xiaoxue[1], HAN Yaning[1], ZHANG Shiyu[1], YAO Zeen[1,2,3], ZHNANG Yu[1,2,3], WANG Junrun[1,2,3], WEI Zheng[1,2,3,#]

(School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

Research Center for Neutron Application, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China

MOE Frontiers Science Center for Rare Isotopes，Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: With the rapid development of fourth-generation nuclear reactors and new nuclear energy utilization systems, as well as advancements in research areas such as superheavy nucleus fusion mechanisms and fast neutron capture reactions in astrophysical nuclear physics, neutron-induced heavy nucleus fission studies and fission data measurements have become a significant topic of international nuclear physics research. In this study, we present the physical design of a neutron-induced fission spectrometer using the velocity-kinetic energy method(v-E). The MCP secondary electron time detector was designed with the spread of secondary electron flight time controlled at 50ps, and the TOF flight distance was designated for 70cm. For the energy detection, we selected the grid ionization chamber with isobutane as the working gas. The optimal approximation field strength was 6V/(cm •torr), and the atmospheric pressure was 37.5Torr. The energy response of the fission fragments in chamber was calculated by coupling programs such as COMSOL, Geant4, and Garfield++, and the energy resolution is from 0.36% to 0.55%. In a comprehensive analysis, the neutron-induced fission spectrometer based on the velocity-kinetic energy method designed in this work has an energy resolution of less than 0.8% for light fission fragments, less than 0.6% for heavy fission fragments, and the mass resolution of neutron-induced fission of heavy nuclei is less than 1amu. Additionally, based on the physical structure of the fission spectrometer, the mass distribution and charge distribution data of ^{238}U fission yield induced by 14MeV neutron are simulated in this work, which is basically in agreement with the ENDF-VII, preparing the conditions for experimental measurements of neutron-induced fission physics of typical actinide heavy nuclei.

Key words：fission spectrometer; v-E method; time detector; grid ionization chamber

---

Received date：2023-09-27；**Revised date**：2024-01-19

Foundation item: NSFC-Nuclear Technology Innovation Joint Fund (U2167203); National Natural Science Foundation of China (12075105); Fundamental Research Funds for the Central Universities (lzujbky-2022-kb07, lzujbky-2022-ey14)

1) E-mail: 220220922071@lzu.edu.cn

Corresponding author(option): WEI Zheng, E-mail: weizheng@lzu.edu.cn